第 39 卷 第 2 期
2021 年 6 月
天 文 学 进 展
PROGRESS IN ASTRONOMY
Vol. 39, No. 2
June., 2021

doi: 10.3969/j.issn.1000-8349.2021.02.01

# 太阳 II 型射电暴精细结构的观测研究

冯士伟，吕茂水

(山东大学 空间科学与物理学院 山东省光学天文与日地空间环境重点实验室 空间科学研究院，威海 264209)

**摘要：** 在太阳射电动态频谱图上，II 型暴表现为缓慢频率漂移的窄带信号；这些信号为能量电子激发的等离子体辐射，其基频辐射的频率接近当地等离子体频率。II 型暴在太阳暴驱动激波、激波加速产生能量电子以及空间天气预报方面具有重要的研究意义。有些 II 型暴的频谱形态比较丰富，存在多种精细结构；按照频谱形态和成因大致分为频带分裂、多支、鱼骨状以及骤变 II 型暴。这些精细结构可用于诊断电子数密度、磁场强度等日冕参数和确定相关激波的速度、位形等，以及更深入地理解太阳暴过程。然而，II 型暴精细结构的成因仍存在很多问题，需要进一步研究，特别地，需要利用我国新建设备的高分辨率数据开展研究。II 型暴精细结构的观测研究进展以及需要关注的问题将在文中做详细论述。

**关 键 词：** 太阳物理；太阳电磁辐射；太阳射电辐射；太阳日冕物质抛射激波

**中图分类号：** P182 **文献标识码：** A

## 1 引 言

在太阳射电动态频谱图上，II 型暴表现为缓慢频率漂移的窄带信号[1]；这些窄带的射电信号为能量电子激发的等离子体辐射，其基频辐射的频率接近当地等离子体频率 $f_p = \sqrt{\dfrac{N_{\rm e}e^2}{\pi m_{\rm e}}}$ [2]，其中 $\pi$, $N_{\rm e}$, $e$ 和 $m_{\rm e}$ 分别为圆周率、电子的密度、电荷和质量。能量电子是由太阳暴驱动的激波加速所产生，在激波向行星际空间传播的过程中，当地等离子体频率逐渐下降；II 型暴的频率也随之从高频向低频缓慢漂移，由日冕大气中的 GHz 降至行星际空间的 kHz 量级[3, 4]。

除了窄带和缓慢频率漂移外，II 型暴还具有一个非常显著的特征——基频 (F) 和谐频 (H) 结构。H 为 F 的倍频，可以为基频二倍频 (2F) 或三倍频 (3F)。H 与 F 支在形态、结构和频漂方面相似。研究表明，约 60% 的事件同时具有 F 和 2F 支，个别事例同时具有 F, 2F

**收稿日期：** 2020-08-21； **修回日期：** 2020-11-23

**资助项目：** 国家自然科学基金委员会-中国科学院天文联合基金项目 (U1831101)

**通讯作者：** 冯士伟，winfeng@sdu.edu.cn

和 3F 支，目前尚未发现高于 3F 的谐频支[5]。下面将从源区的尺度、强度、局地观测结果以及相关日冕激波方面阐述 II 型暴的研究进展。

关于 II 型暴源区形态和尺度的研究，Culgoora 日像仪的观测数据曾给出如下结果。对临边事件，80(43) MHz 上的源区尺度约为 0.5(1) $R_\odot$ ($R_\odot$ 表示太阳半径)，通常呈弧状，有时表现出几个亮温度随时间 (约 1 s) 变化的分量；源区位于日面中心时，80 MHz 上的源区大小为 $4'\sim5'$，该尺度可能为射电源实际大小的上限，这是因为电磁波的散射效应会明显增大源区的观测尺度；源区尺度随频率的降低而增加；F 的源区比 H 的稍大，在相同频率上 F 与 H 的源区尺度相当[6, 7]。

II 型暴的亮温度随时间、频率和谐波次数表现出较大的变化，主要特征如下。通常最高亮温度随频率先增加后减小，绝大多数暴在频率降至 20 MHz 时完全消失。在不同事件中，亮温度也存在较大的差异，Culgoora 日像仪记录的一次 II 型暴在 327, 160, 80 和 43 MHz 上的亮温度可高达 $4\times10^{10}$, $1\times10^{11}$, $8\times10^{12}$ 和 $5\times10^{11}$ K；在另外一个事件中，亮温度较低，仅约 $10^7$ K[6]。受传播效应的影响，源于临边或背日面的 F 支辐射被极大地削弱，通常无法探测到，能观测到的为 H 支辐射；而源区位于日面中心的 F 比 H 支具有更高的亮温度[8]。需要指出的是，这些研究结果均基于较早的观测数据。

人们通过观测发现，II 型暴常表现为弱极化或者完全没有极化[9]。然而，某些精细结构却具有较高的圆极化，圆极化度高达 80%[10, 11]。II 型暴的精细结构是文章关注的内容，其极化特征将在下文中给出。

波长为百米-千米的 II 型暴还具有局地观测研究价值。Bale 等人[3]利用 Wind 飞船上搭载的仪器在 1 AU 处首次记录到与 II 型暴相关的行星际激波、激波加速的能量电子束流和由能量电子束流激发的朗缪尔波；他们还推测出激波前沿存在大尺度结构，大小约为 $21R_\oplus$ ($R_\oplus$ 为地球半径)，II 型暴即处于其中。该研究证实了 II 型暴为激波加速的高能电子激发的等离子体辐射。

在后续的研究中，Pulupa 等人[12, 13]选用了更多的观测事例，给出朗缪尔波形成区域的性质，判断出适合 II 型暴形成的条件，并指出激波前沿的弯曲程度、激波上游波前方的结构等均有利于电子的反射和加速；还推测弯曲的涟漪状区域 (ripple) 可用于解释 II 型暴的精细结构。最近，Thejappa 和 MacDowall[14]也发现，较强的湍动在激发 II 型暴和稳定激波加速能量电子的能力方面起着重要作用。需要说明的是，Knock 等人[15]曾给出了不同的结论，他们发现激波与涟漪状区域相互作用在激发 II 型暴方面的作用不大，涟漪状区域由一个发展至多个仅引起 II 型暴辐射能力增加 20%。

局地观测结果证实了行星际 II 型暴是日冕物质抛射 (coronal mass ejection, CME)-激波加速能量电子激发的等离子体辐射。这个结论能否推广至日冕，即日冕中的分米-米波 II 型暴是否也由激波加速的能量电子激发？这些激波又是如何产生的？

大量研究表明，日冕中米波 II 型暴也是由日冕激波加速的能量电子激发所致[4, 16]。驱动激波形成的因素较多，这里列出较常见的两类：(1) CME、暴的等离子体团、喷流或上升的冕环驱动；(2) 耀斑驱动。关于第一类，主要依据是 CME 与 II 型暴-激波的速度可比[17, 18]，

或者 II 型暴辐射源区位于 CME 的前沿[19, 20]；II 型暴源区位于暴等离子体团、喷流或上升冕环的前方[21, 22]。对第二类，证据是某些 II 型暴-激波比 CME 的速度大一个数量级[23]或者没有相关的 CME[24]。

另外，II 型暴反映了激波的形成和激波加速电子的能力，其源区相对耀斑/CME 以及激波的位置 (前沿或侧翼) 也是一个研究热点。一方面，由于激波前沿顶部的阿尔芬马赫数较大，形成超临界 (supercritical) 激波区域，此处的电子加速能力较强，特别是在激波形成初期[25, 26]；而且在激波穿越闭合磁力线 (冕环或冕流) 时可形成准垂直激波位形，电子易通过激波漂移加速 (shock drift acceleration, SDA) 获取能量[27]。另一方面，在 CME-激波侧翼与冕流相互作用区域，阿尔芬速度较低，有利于激波的形成；而且 CME-激波与磁场形成准垂直位形[28, 29]，这种磁场位形有助于发生激波漂移加速。

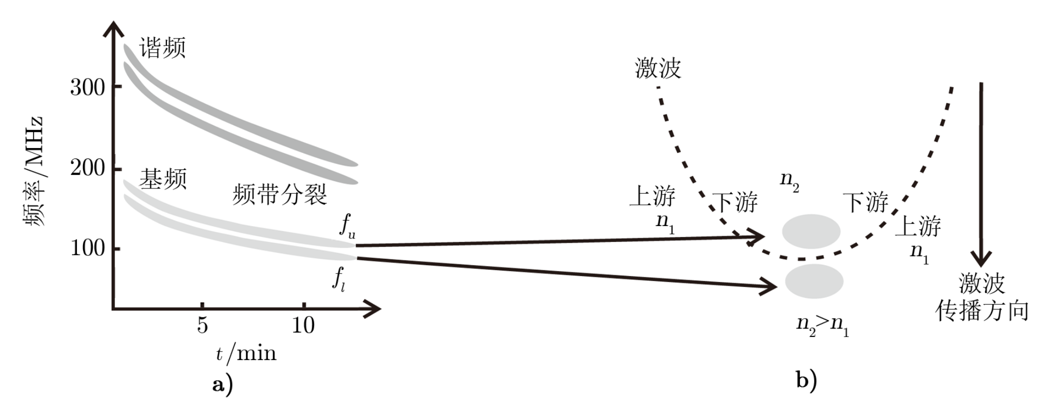
II 型暴是激波加速的能量电子激发的等离子体辐射，结合日冕电子数密度模型，研究人员常利用 II 型暴的频率漂移诊断激波速度。另外，使用射电日像仪观测数据记录的 II 型暴源区位置随时间的变化，可直接测量得出激波速度；所得速度常作为输入参数用于空间天气预报[30, 31]，以预测激波到达地球的时刻。

可见，II 型暴在太阳暴驱动激波、激波加速产生能量电子以及空间天气预报方面具有重要的研究意义，目前相关研究的某些内容仍存在较大争议。比如，II 型暴源区的大小和亮温度，而且鲜有基、谐频观测特征的详细对比，以及受传播效应影响的分析。此外，II 型暴还具有精细结构，较常见有频带分裂、多支、鱼骨状 (herringbone) 和骤变 II 型暴等结构，以及最近 Magdalenić 等人[32]发现的更加精细的次级结构。这些精细结构，除了具有典型 II 型暴的研究意义外，还可以让我们更加深入地理解太阳暴过程。特别是，我国正建造一系列太阳射电观测设备，如内蒙古正镶白旗、四川稻城的日像仪以及云南昆明、山东威海的频谱仪，未来将利用我国自主研发设备的观测数据研究 II 型暴的精细结构。最近，冯和赵[33]详述了 III 型暴精细结构的研究进展。本文将给出 II 型暴精细结构的研究进展以及将来可开展的研究内容。第 2, 3, 4 和 5 章将分别介绍频带分裂、多支、鱼骨状和骤变 II 型暴，最后一部分为总结和讨论。

## 2 频带分裂 II 型暴

II 型暴的频带分裂现象是指 II 型暴的基频和谐频又各自分裂为谱形、强度、频漂相似的高频 ($f_u$) 和低频 ($f_l$) 支[6]，如图 1a) 所示。关于它的成因，存在如下几种解释：(1) 磁场-离子共振 (magneto-ionic resonances)，由等离子体中横向和纵向传播的磁场-离子共振引起的频率分离，分离大小为 $f_b^2/2f_p$，$f_b$ 和 $f_p$ 分别为电子回旋频率和等离子体频率，$f_b^2/f_p^2 \ll 1$[34, 35]；(2) 多普勒效应，激发射电辐射的电子在上升和下降的激波分量内沿相反方向漂移产生频带分裂[36]；(3) 源区位置，$f_u$ 和 $f_l$ 分别源于密度高低不同的两个区域，比如 $f_u$ 和 $f_l$ 的源区分别位于闭合冕环的内部和外部[37]；(4) 朗缪尔凹陷，在能量电子束流的作用下，通过非线性作用形成朗缪尔凹陷，凹陷内的电子数密度比周围的低，凹陷的低密度

(低频支) 与周围的正常密度 (高频支) 同时产生朗缪尔辐射，形成频带分裂的高低频支[38]。




注：a) 动态频谱谱形的卡通图；b) 形成原因的卡通图。$n_1$ 和 $n_2$ 为激波上游和下游的电子数密度，频带分裂 II 型暴的 $f_u$ 和 $f_l$ 支分别源于激波下游和上游。

**图 1 频带分裂太阳 II 型射电暴**

然而，后来研究发现这些解释都存在问题：满足第一种观点所需磁场强度非常高，这使得扰动传播路径上的阿尔芬速度较大，甚至高于扰动的传播速度，这与激波产生的必要条件不相符；对第二种观点，基频辐射不存在多普勒漂移，仅拥有稳定离子散射的等离子体波[39]；第三种观点无法解释 $f_u$ 与 $f_l$ 谱形一致的原因；对第四种解释，依据地球舷激波的观测，频带分裂的裂宽应是电子回旋频率的一半，但这未得到证实[40, 41]。

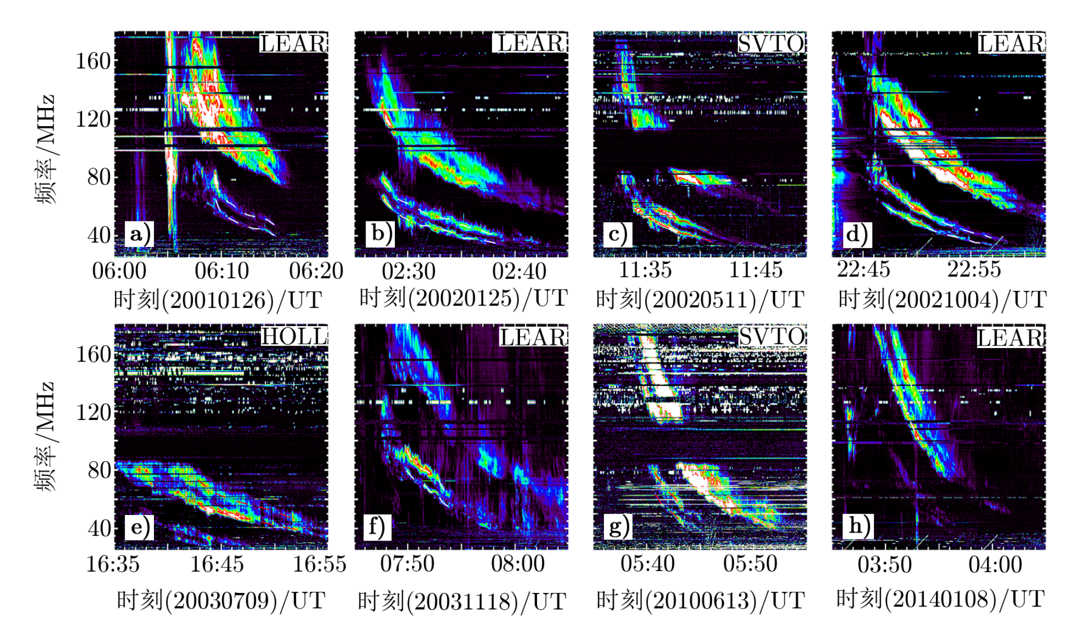
目前，较为普遍接受的观点由 Smerd 等人[42]提出：频带分裂的 $f_u$ 和 $f_l$ 支分别对应能量电子在激波的下游和上游激发的辐射 (简称为激波上下游解释)，如图 1b) 所示。$f_u$ 相对 $f_l$ 支的分裂程度由它们的频率比表示。该比值大小与频率有关，在米波段处于 0.1~0.3 之间，十、百米波段增大至 0.4~0.6[43−45]。

支持激波上下游解释的依据既有局地观测的又有遥测的。对局地观测证据，Vršank 等人[43] 发现顺时延长后的行星际 II 型暴的 $f_u$ 和 $f_l$ 分别对应局地朗缪尔振荡的峰值和最低值。基于激波下上游解释，他们测定了 II 型暴的相对裂宽 (relative instantaneous split)，$BDW = (f_u - f_l)/f_l$，即高频支与低频支辐射频率之差除以低频支频率所得比值；并计算了激波压缩比 $N_{12} = (f_u/f_l)^2$，以及压缩比随日心距离的变化。在另外两篇系列文章中，Vršank 等人[44, 45]分析一批具有频带分裂特征的米、千米波 II 型暴，测定日冕和日地空间频带分裂 II 型暴的相对裂宽和激波压缩比；有了激波压缩比，他们通过激波位形的准垂直/平行假设，计算出激波马赫数和传播路径上的阿尔芬速度，然后再依据合适的日冕电子数密度模型推算磁场强度。后来，很多研究人员也利用 II 型暴频带分裂结果对有关事件中的磁场强度和激波马赫数做了类似的推断[17, 28, 46−49]。

对基于 Nançay Radio Heliograph (NRH) 射电成像的遥测证据，结合 Solar Dynamics Observatory(SDO)/Atmospheric Imaging Assembly(AIA) 的观测数据，Zimovets 等人[50]发现不同时刻 $f_l$ 的源区比 $f_u$ 的高，更远离日面；而且两源区均位于暴等离子体结构的上方。他们的观测结果证实，$f_l$ 的辐射来自激波上游，$f_u$ 的来自激波下游。最近，Chrysaphi 等

人[48]利用 low frequency array (LOFAR) 的数据开展研究，结果也支持激波上下游解释。

然而，研究人员发现，无论从观测还是理论方面均未在激波下游发现朗缪尔波[41]，频带分裂激波上下游解释存在某些不确定性。为了研究 II 型暴的频带分裂特征，Du 等人[51]遍历 Radio Solar Telescope Network (RSTN) 的太阳射电动态频谱数据，找到了 18 例具有明显频带分裂特征的事例，部分结果如图 2 所示。他们发现这些选自不同太阳活动周、日冕参数差别很大、相关 CME 速度相差几倍的事件，竟拥有相对固定的 $f_u/f_l$ 频率比，80% 的为 1.15~1.25。而且，无论是不同事件之间还是单个事件的整个过程，频率比都基本保持不变。另外，他们重新分析了 Vršnak 等人[44]的证据，发现所用数据具有几倍的不确定性。



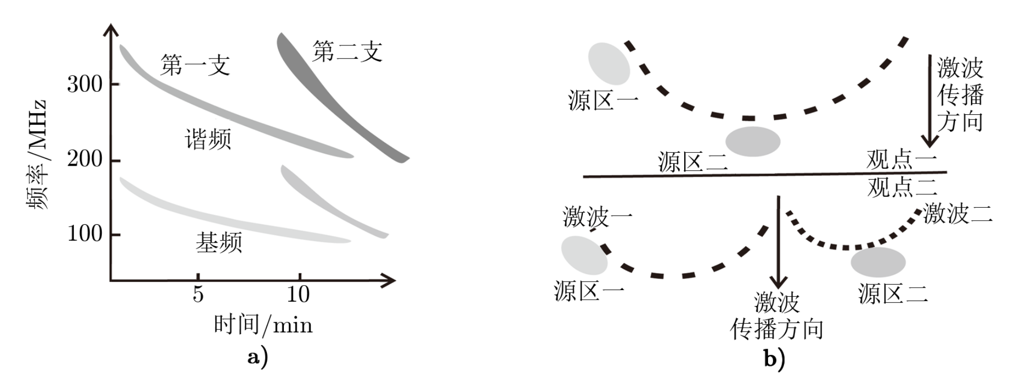

注：每个事例中二倍频关系的两对射电暴为 II 型暴的基谐和谐频，小于二倍频关系的两组射电暴为 II 型暴频带分裂的高频和低频支，LEAR, SVTO 和 HOLL 表示 RSTN 的各站点。

图 2　基频和谐频同时具有频带分裂特征的 8 例太阳 II 型射电暴事件[51]

因此，II 型暴的频带分裂特征需要进一步研究。利用我国最新建造的太阳射电观测设备研究分裂 II 型暴与无分裂特征 II 型暴的射电源区，有助于判断分析导致 II 型暴分裂的物理机制。

## 3　多支 II 型暴

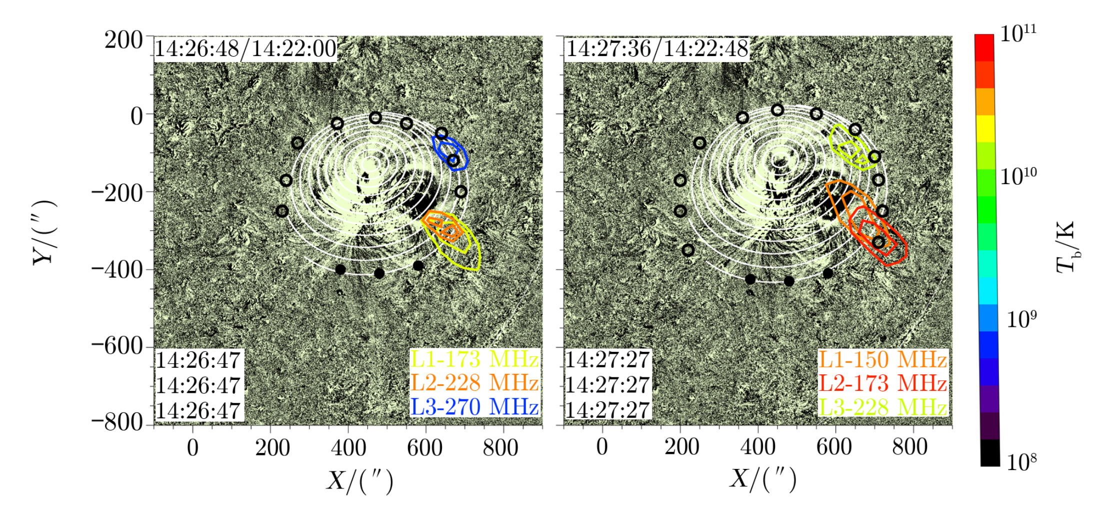
一些射电暴，在短时间内 (10~30 min) 出现两支或两支以上起始时刻、频漂不同的 II 型暴，即多支 II 型暴[52]，见图 3a)。多支 II 型暴的起源主要有两种观点：(1) 起源于同一 CME/耀斑-激波，激波的鼻端和侧翼均为 II 型暴源区；(2) 源自不同的日冕激波，即 CME-激波和耀斑-激波的鼻端/侧翼均为 II 型暴源区，如图 3b) 所示。观点一与观点二的区别为多支 II 型暴是与一个还是多个激波相关。




注：a) 动态频谱谱形的卡通图，b) 形成原因的卡通图。

**图 3 多支太阳 II 型射电暴**

关于第一个观点，Robinson 和 Sheridan[52] 最早研究了 1968－1981 年间 CSIRO 天文台记录的 20 例清晰的多支 II 型暴，通过仔细分析它们的频漂、速度、形态特征和暴位置等，判定多支 II 型暴起源于同一激波与不同日冕结构相互作用的区域。此外，研究人员基于成像观测数据开展的研究也得到了相似的结论[9, 20, 53]。Feng 等人[20] 分析了发生于 2011 年 2 月 16 日的一例事件，该事件同时具有 extreme ultraviolet (EUV)/白光、射电波段的成像观测数据；利用这些数据，Feng 等人发现其中的三支 II 型暴均与同一 EUV 波相关，该波由 CME 驱动；利用多视角 EUV 波的观测数据重构出三维激波，并计算出射电源的三维坐标，发现这三支 II 型暴的源区均位于激波西侧翼，其中两支源区处于激波南部，相距较近，另外一源区位于相距较远的激波北侧，如图 4 所示。最近，Lv 等人[9] 研究发现多支 II 型暴源区的演化与 CME 驱动的 EUV 波相关。




注：L1, L2 和 L3 分别表示三支 II 型暴，等强度轮廓曲线为 II 型暴亮温度最大值的 90% 和 95%，白色轮廓示出重构的 EUV 波，空心和实心圆圈分别示出观测到的和内推出的激波前沿，背景为 AIA 差分图。

**图 4 多支 II 型暴射电源区与激波的相对位置[20]**

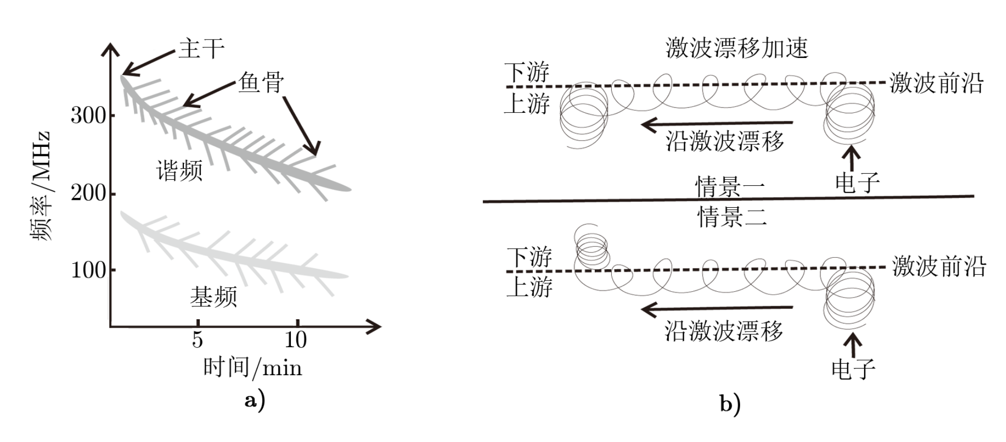
对第二种观点，Maxwell 和 Dryer[54] 与 Gergely 等人[55] 都分别从观测和模拟两方面，证明了两束不同的日冕激波可能引起多支 II 型暴。其中，Gergely 等人报道了一例包含两支 II 型暴的事件，这个事件发生于 1981 年 5 月 8 日，活动区 AR3039 位于 N10E38，暴产生了 M7.7 级耀斑，并伴有 CME；基于压力脉冲假设，他们利用 2.5 维 Magnetohydrodynamics (MHD) 模型模拟出源于同一活动区不同位置的两个激波，两者分别激发了两支 II 型暴。

之后，研究者陆续给出了观测证据[56–58]。其中，Shanmugaraju 等人[57] 细致分析了 1997 年 1 月至 2003 年 7 月之间 Culgoora 射电频谱仪记录的 38 例 II 型暴，发现绝大多数事件同时伴随耀斑和 CME，没有证据表明这些事件与多个耀斑或多个 CME 相关。因此，他们指出所研究的多支 II 型暴分别由耀斑和 CME 驱动产生。

由于耀斑和 CME 出现的时刻相差小，观测上很难唯一确定多支 II 型暴是耀斑或/和 CME 驱动的激波引发。另外，多支 II 型暴事件的起源方式也可能不完全相同，比如，有些多支 II 型暴事件可能与耀斑和 CME 驱动的激波相关，而有些事件的源区可能位于同一激波的不同区域。因此，需要利用更多高分辨率的多波段成像和射电频谱数据对多支 II 型暴的形成进行甄别和研究，判断多支 II 型暴究竟是与耀斑、CME 等驱动的不同日冕激波相关，还是与同一日冕激波相关。

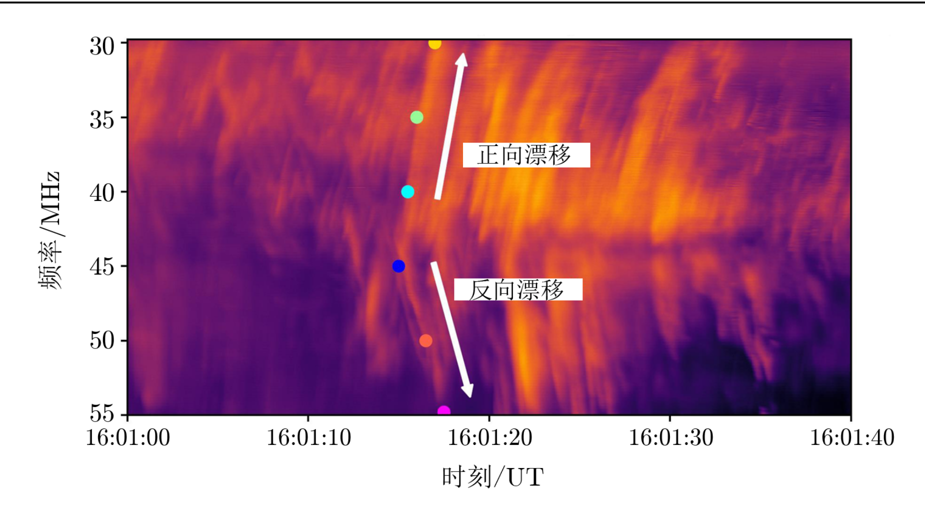
## 4　鱼骨状 II 型暴

有些 II 型暴由主干 (backbone) 向高频和低频分别伸出多组快速频率漂移的射电辐射，形成鱼骨状 II 型暴[59]。形象地讲，若将 II 型暴的主干比喻成鱼的脊骨，这些快速漂移的射电信号为连接在脊骨上的鱼刺，多组脊骨和鱼刺连接成一排人字形的射电暴，见图 5a)。另外，部分此类射电暴仅有鱼骨，而缺少缓慢频漂的主干[60]，见图 6。




注：a) 动态频谱谱形的卡通图；b) 激波漂移加速的卡通图，情景一与情景二的区别为电子是否穿越激波面至下游。

**图 5　鱼骨状太阳 II 型射电暴**




注：记录日期为 2017-09-10，两箭头分别示出一个正向和反向频率漂移的鱼骨状 II 型暴，圆点为 6 个提供射电成像结果的频率。

**图 6　无主干鱼骨状太阳 II 型射电暴动态频谱图**[65]

鱼骨状 II 型暴的可能成因主要有两点。(1) 与 II 型暴相关的激波通过激波漂移加速产生能量电子，这些能量电子沿附近大尺度准开放磁力线快速 (0.1 $c$~0.5 $c$) 飞离加速区时激发等离子体辐射[59]。能量电子的飞离区可以为激波上游或下游，如图 5b) 所示的两种情形。(2) Holman 和 Pesses[27]给出产生激发 II 型暴的能量电子需要相关激波法向与磁场方向的夹角 $\psi > 80°$；然而，当 $\psi \approx 90°$ 时电子却难以有效地加速。基于这一结果，他们认为当弯曲的激波穿越密度梯度足够大的日冕区域时，$\psi \approx 80° \sim 90°$ 的激波两侧向区域可以辐射产生鱼骨状射电暴，而激波顶约 90° 区域无法辐射 II 型暴主干，故形成了仅有鱼骨结构的 II 型暴。

这两种解释存在的问题分别是：(1) 激波漂移加速虽然能产生激发鱼骨状 II 型暴所需要的能量电子，但是这种加速电子的方式所需的物理条件 (特别是对激波位形的要求) 比较苛刻，发生的可能性较低[61]；(2) 图 6 显示无主干 II 型暴中正、反向频率漂移鱼骨结构的起始频率基本相同，这意味着两者起始频率的源区基本重合，与 Holman 和 Pesses[27] 所述 $\psi \approx 80° \sim 90°$ 的激波两侧向区域不相符。

观测数据显示，大约 20% 的 II 型暴具有鱼骨状结构；在辐射强度较大的事例中，出现的几率更高，可达 60%；鱼骨状结构可出现在基频和二次谐频支，带宽较窄，约 10~30 MHz；频漂速度比 II 型暴主干的快，约 10 MHz·s$^{-1}$ (与 III 型暴的类似)，而且具有双向频漂的特点[62]。

多位学者已给出鱼骨状 II 型暴观测特征的统计结果。Cairns 和 Robinson[63] 利用 Culgoora 频谱仪的大量数据，从频谱形貌、单个鱼骨结构的物理特征、鱼骨组的特性和鱼骨结构与耀斑的关系等方面对鱼骨结构的观测特性进行了详细的统计分析，认为鱼骨结构与普通 II, III 型暴均有明显区别。80% 的鱼骨状 II 型暴，主干的二次谐频强于基频；然而，鱼

骨分量恰好相反，基频强于谐频，同时基频的偏振度较高。Dorovskyy 等人[11]利用 UTR-2 和 URAN-2 的数据统计研究了 300 多支鱼骨状 II 型暴。他们发现鱼骨状结构的极化度约为 50%，有的高达 80%；更重要的是，正向和反向频率漂移的鱼骨结构的极化方向相同，均为左旋圆极化；而在鱼骨状 II 型暴之前的 III 型暴，其极化度仅为 20%~30%，极化反向，为右旋圆极化。

另外，鱼骨状结构还具有准周期性[64]。Carley 等人[64]研究发现等离子体团驱动的准垂直激波能够对电子进行准周期加速，这与激波前沿的湍动和涟漪状区域引起的效果相似。

最近，Morosan 等人[65]利用 LOFAR 的射电成像数据，结合极紫外成像仪以及日冕仪等多波段的观测数据对鱼骨状 II 型暴进行了细致的分析，确认了其源区位于 CME-激波前沿的多个位置，即激波前沿出现多个能量电子形成区域。该结果也支持膨胀的 CME 驱动形成非均匀、涟漪状的激波。需要指出的是，所研究的鱼骨状 II 型暴处于 10 m 波段，射电成像观测受传播效应的影响较大[7]，研究结果存在一定的不确定性。

可见，鱼骨状 II 型暴需要更多的多波段成像观测研究。特别是，鱼骨状结构源区与主干源区在位置方面的差异，以及同时具有频带分裂特征时，鱼骨状结构的源区与频带分裂 II 型暴高频和低频支的源区位置有何区别。

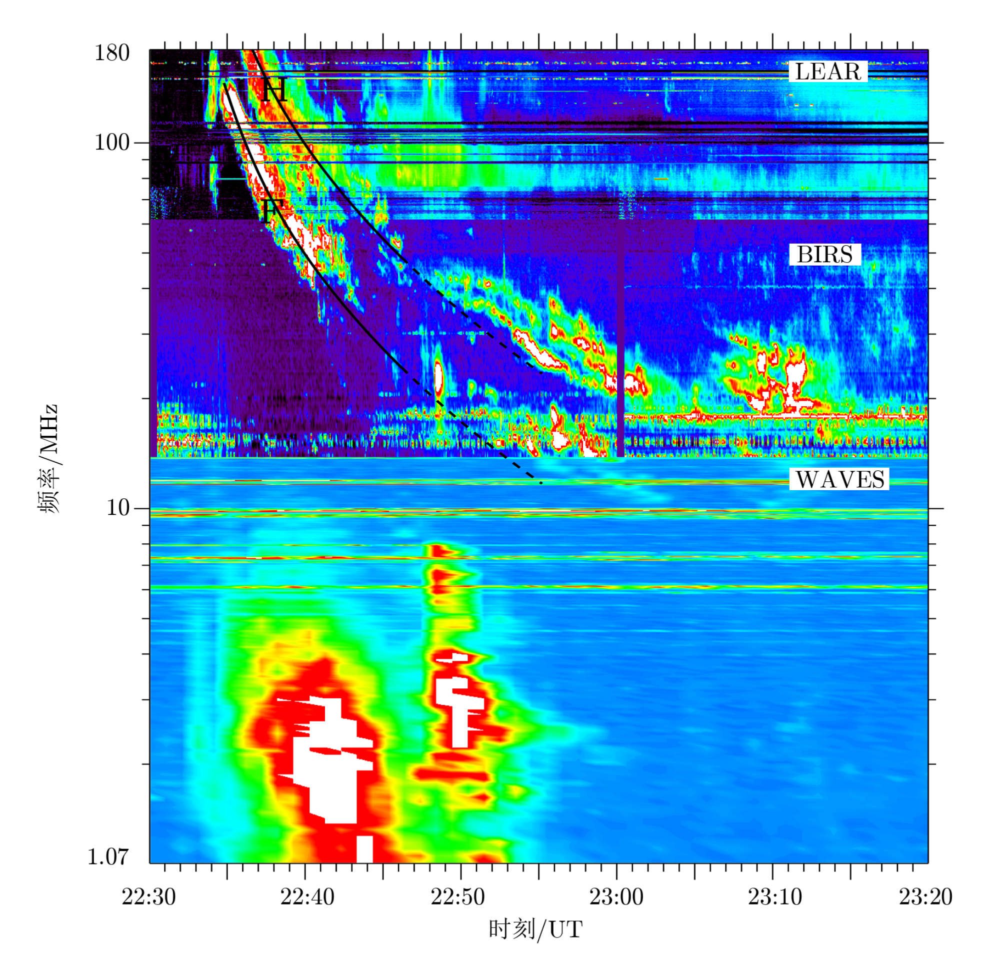
## 5　骤变 II 型暴

有些 II 型暴的频率并不是连续地逐渐下降，而是呈现陡降、缓降甚至升高，亮温度也同时骤然增强或降低。这些现象均被认为由 (CME) 激波-射电源区穿越不同日冕结构所致。例如，激波-II 型暴源区穿入 CME、冕流等高密度结构，II 型暴频率升高、辐射强度增加[29, 66−69]；源区传出冕流结构，II 型暴频率陡降[70, 71]；源区穿过冕环引起 II 型暴谱形间断[72]。

最近，Al-Hamadani 等人[73]统计研究了行星际 II 型暴辐射强度突然增加的现象，他们分析了 2011−2014 年间的 16 例事件，发现其中 38% 的事例由 CME-激波与冕流相互作用引起，25% 由可能的 CME-CME 相互作用引发，其余的成因无法确定。最后，他们得出结论：II 型暴辐射增强可能有不同的成因，具体原因取决于太阳暴的整体过程。由于光学成像设备 (日冕仪和极紫外成像仪) 具有较高的时间和空间分辨率，结合光学成像观测数据，可利用骤变 II 型暴诊断 II 型暴的源区位置，进而基于所定位置分析电磁波的传播特性，以及修正空间天气预报结果。

关于 CME-激波穿入冕流产生的骤变 II 型暴，Feng 等人[29, 68]研究了发生于 2003 年 11 月 1 日和 2007 年 12 月 31 日的两例 CME-冕流相互作用伴随的射电特征。其中，与 CME-冕流相互作用最为直接的表现是 II 型暴的谱形隆起结构 (见图 7)，即辐射频率随时间在缓慢下降过程中暂时出现的相对抬升特征，这由 CME-激波-射电辐射区穿越高密度冕流结构引起。此外，动态谱中还观测到了与隆起特征同时出现的其他射电信号，如，分别向高频和低频漂移的类 III 型暴和弥散的 IV 型暴特征，前者可能由被激波加速后逃入冕流区域开放的或

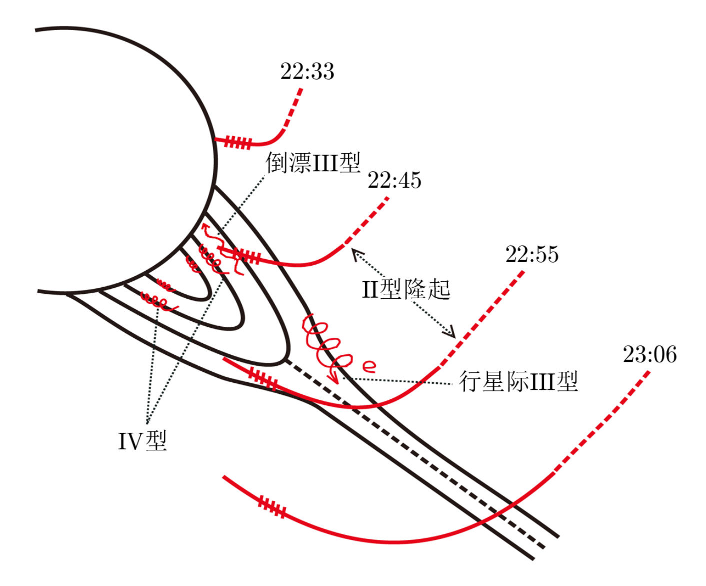
大尺度闭合磁力线的能量电子激发，后者则可能由激波注入且约束于冕流闭合环中的能量电子辐射产生 (如图 8 所示)，两者均可能与 CME 激波穿越冕流过程有关。结合成像观测数据，Feng 等人判断出两 II 型暴隆起的源区均位于 CME-激波侧翼与冕流相互作用区域。在 CME 侧向，其抛射体最初的膨胀速度非常快，能够驱动激波产生。在太阳表面附近，磁力线基本上沿径向，激波侧向与磁力线相互垂直。Feng 等人的结论验证了准垂直激波位形是一个有效的电子加速器，与 Wu[74] 和 Guo 等人[75] 关于垂直激波位形下电子加速的理论和模拟研究结果相一致。




注：图像由 WAVES (1.07～13.8 MHz), BIRS (13.8～62.5 MHz) 和 LEAR (62.5～180 MHz) 的观测数据组合而成；F 和 H 标示出 II 型暴的基频和谐频；22:44 UT 之前的动态谱由电子数密度模型和 850 km·s$^{-1}$ 激波速度拟合，拟合结果用实线示出。

图 7 2003 年 11 月 1 日 22:30～23:20 UT 间太阳射电动态频谱图[29]

人们对 CME-激波穿出冕流引起的 II 型暴谱形变化也进行了研究。Kong 等人[70] 报道了发生于 2011 年 3 月 27 日的一次有趣的 II 型暴，该事件的动态频谱形状由慢漂急剧转为快漂——断谱。结合极紫外成像仪和日冕仪的成像观测数据，他们认为相应的暴发生在冕流




注：黑色实线表示太阳表面冕流的磁场拓扑，红色曲线为向外传播的激波前沿，黑色虚线代表日球电流片，竖直短线标记出所推测的 II 型暴源区位置，源区穿越高密度冕流时产生 II 型暴谱形隆起，被约束在冕流闭合磁拱内的高能电子产生 IV 型暴，流向太阳和背离太阳方向的能量电子产生倒漂 III 型暴和行星际 III 型暴。

**图 8　图 7 中不同类型射电暴形成原因的卡通图[29]**

内，该暴驱动的快激波由冕流内部向外传播，谱形的跳变由激波穿越冕流亮度边界处的密度陡降区域引发。另外，Gao 等人[71]也给出了 II 型暴频率陡降的现象，通过分析多波段数据，她们发现 CME-激波穿越电流片引发了断谱，还依据断谱谱形间隙的持续时间计算出了电流片尺寸。

Gopalswamy 等人[66]最先报道了行星际 II 型暴伴随着类似连续射电辐射的增强结构，与此同时 LASCO (Large Angle Spectrometric Coronagraph) 观测到快速 CME 穿越前面慢 CME，而且射电辐射增强的持续时间与 CME-激波穿过慢 CME 核心的时间一致。因此，他们认为是 CME-CME 相互作用引起了电子加速能力增强和射电暴辐射强度增加。另外，由于两 CME 相互作用，慢速 CME 核的轨迹发生了改变。他们利用II型暴估计出慢速 CME 核心的密度约 $4\times10^4$ $cm^{-3}$，并认为 CME-CME 相互作用可能引起空间天气的误报；据此，还给出了 1 AU 处局地设备探测到太阳风中出现异常成份的原因。

最近，Makela 等人[69]也研究给出了 CME-CME 相互作用引起的 II 型暴增强现象。他们还利用三角测量方法，通过不同方向上测量的 II 型暴确定了 II 型暴的源区位置；所测位置与 LASCO/C3 观测的 CME 主体的前沿相符合；最后，他们经分析给出结论：低频段的电磁波在传播过程中，散射效应对射电源的影响较大。

需要指出的是，这些由 CME-激波穿越高密度结构引起的骤变 II 型暴均无射电成像观测结果，即无法将射电源区与光学成像设备的观测结果进行对比；而且所有日冕图像均为复杂三维结构在二维平面上的投影，所分析的二维图像可能受到不相关结构的影响，无法得到真实的日冕激波位形。因此，有必要结合多波段成像观测数据加深骤变 II 型暴的研究，理

解与 CME-CME 和 CME-冕流相互作用相关的物理过程。

## 6 总结与展望

本文主要介绍了 II 型暴的四类精细结构，即频带分裂、多支、鱼骨状以及骤变 II 型暴，给出了它们的观测特征、成因、研究进展、日冕参数的诊断结果，以及在研究中存在的问题。所得结果如下所述。

(1) 频带分裂 II 型暴。II 型暴的基频、谐频又各自分裂为谱形、强度、频漂相似的高频和低频支。目前，较为认可的解释为频带分裂 II 型暴的高频和低频支分别对应能量电子在激波的下游和上游激发的等离子体辐射。频带分裂的 II 型暴可用于诊断激波压缩比、马赫数以及磁场强度。在将来的研究中，需要利用新建太阳射电观测设备的数据将分裂 II 型暴与无分裂特征 II 型暴的射电源区进行对比，判断分析导致 II 型暴分裂的物理机制。

(2) 多支 II 型暴。在短时间内 (10~30 min) 出现两支或两支以上起始时刻、频漂不同的 II 型暴。激发多支 II 型暴的激波可能是一个也可能是多个，因此，存在的问题是多支 II 型暴究竟是与耀斑、CME 等驱动的不同激波相关还是与同一激波相关。需要利用更多高分辨率的多波段成像和射电频谱数据对多支 II 型暴的形成进行甄别和研究，判定多支 II 型暴的成因。

(3) 鱼骨状 II 型暴。由 II 型暴主干向高频和低频分别伸出多组快速频率漂移的射电辐射，或仅有鱼骨结构而缺少缓慢频漂的主干。它们的形成原因可能是，激发 II 型暴主干的能量电子沿附近大尺度准开放磁力线快速飞离加速区辐射产生；或者，在弯曲激波穿越密度梯度足够大的日冕区域过程中由激波两侧向区域 ($\psi \approx 80 \sim 90°$) 辐射产生。这种 II 型暴可用于诊断激波加速电子的能力和特点。还需要开展的研究有，其源区与相关 II 型暴主干的位置差异，以及同时具有频带分裂特征时鱼骨状的源区与频带分裂 II 型暴高频和低频支的源区位置有何区别。

(4) 骤变 II 型暴。有些 II 型暴的频率并不是连续地逐渐下降，而是呈现陡降、缓降甚至升高；同时辐射强度也表现出骤变。这些现象均被认为由 (CME) 激波-射电源区穿越不同的日冕结构引发。结合光学成像观测数据，可利用骤变 II 型暴诊断 II 型暴的源区位置，进而基于所定位置分析电磁波的传播特性，以及修正空间天气预报结果。存在的问题是，CME-激波穿越高密度结构引起的骤变 II 型暴缺乏射电成像观测，即没有源区位置这一最直接的证据。

由于 II 型暴的精细结构在认识和理解太阳暴驱动激波、激波加速电子方面具有独特意义，需利用我国自主研发设备记录的最新高分辨率射电数据对 II 型暴及其精细结构进行更深入的研究；并将这些研究结果与其他电磁波段观测设备的测量结果进行对比，以更深入地理解太阳暴过程。另外，我国在北京、内蒙古、四川、云南、山东等地拥有不同频段的太阳射电动态频谱仪或日像仪[76–79]，我们可将这些观测数据结合起来，开展 II 型暴及其精细结构的观测研究。特别是，建设中的日像仪均于设计带宽内全频带观测，这是之前同类设备无

法实现的，有望在 II 型暴的研究方面取得新进展。具体而言，可以研究如下问题。

(1) II 型暴的源区属性。相同时刻、不同频率上 II 型暴主干的源区位置差异以及与激波的位置关系，源区是均位于激波上游还是既有上游又有下游。不同精细结构之间源区性质以及源区相对激波位置关系的差异，比如频带分裂 II 型暴与鱼骨状 II 型暴源区的异同。

(2) 日冕闪烁。联合使用光学、射电成像观测数据，通过分析不同频率上 II 型暴的源区性质，定量研究日冕大气对 II 型暴源区的影响，并将研究结果用于修正 II 型暴的测量结果、诊断日冕密度和磁场等参数以及提高空间天气预报精度。比如，我们可以首先通过日冕仪偏振数据反演或 EUV 数据 DEM (differential emission measure) 分析给出日冕的电子数密度分布，利用射电日像仪观测确定 II 型暴源区所处位置，再结合太阳射电频谱图中 II 型暴的带宽，即可估算出 II 型暴源区在日冕仪中的尺度；将所定尺度与射电日像仪观测结果对比，然后分析太阳大气对射电暴尺度和形态的影响，最后可得到电磁波传播路径上的某些日冕大气参数。



## 参考文献：


[1] Wild J P, McCready L L. Aust. J. Phys, 1950, 3: 387
[2] Ginzburg V L, Zhelezniakov V V. SvA, 1958, 2: 653
[3] Bale S D, Reiner M J, Bougeret J L, et al. GRL, 1999, 26: 1573
[4] Pick M, Vilmer, N. A&ARv, 2008, 16: 1
[5] Zlotnik E Y, Klassen A, Klein K L, et al. A&A, 1998, 331: 1087
[6] Nelson G J, Melrose D B. Solar Radiophysics: studies of emission from the Sun at metric wavelengths. Cambridge and New York: Cambridge University Press, 1985: 333
[7] Bastian T S. ApJ, 1994, 426: 774
[8] Nelson G J, Robinson R D. PASAu, 1975 2: 370
[9] Lv M S, Chen Y, Li C Y, et al. Solar Physics, 2017, 292: 194
[10] Thejappa G, Zlobec P, MacDowall R J. ApJ, 2003, 592: 1234
[11] Dorovskyy V V, Melnik V N, Konovalenko A A, et al. Solar Physics, 2015, 290: 2031
[12] Pulupa M, Bale S D. ApJ, 2008, 676: 1330
[13] Pulupa M P, Bale S D, Kasper J C. JGR, 2010, 115: A04106
[14] Thejappa G, MacDowall R J. ApJ, 2019, 883: 199
[15] Knock S A, Cairns I H, Robinson P A. JGR, 2003, 108: 1361
[16] Vršnak B, Cliver E W. Solar Physics, 2008, 253: 215
[17] Liu Y, Luhmann J G, Bale S D, et al. ApJ, 2009, 691: 151
[18] Kumari A, Ramesh R, Kathiravan C, et al. ApJ, 2017, 843: 10
[19] Ramesh R, Lakshmi M A, Kathiravan C, et al. ApJ, 2012, 752: 107
[20] Feng S W, Du G H, Chen Y, et al. Solar Physics, 2015, 290: 1195
[21] Dauphin C, Vilmer N, Krucker S. A&A, 2006, 455: 339
[22] Bain H M, Krucker S, Glesener L, et al. ApJ, 2012, 750: 44
[23] Magdalenić J, Marqué C, Zhukov A N, et al. ApJ, 2010, 718: 266
[24] Magdalenić J, Marqué C, Zhukov A N, et al. ApJ, 2012, 746: 152
[25] Bemporad A, Mancuso S. ApJL, 2011, 739: L64
[26] Bemporad A, Susino R, Lapenta G. ApJ, 2014, 784: 102
[27] Holman G D, Pesses M E. ApJ, 1983, 267: 837

[28] Cho K S, Lee J, Moon Y J, et al. A&A, 2007, 461: 1121
[29] Feng S W, Chen Y, Kong X L, et al. ApJ, 2012, 753: 21
[30] Smith Z, Dryer M, Fry C D. Space Weather, 2005, 3: 07002
[31] Zhao X H, Feng X S. ApJ, 2015, 809: 44
[32] Magdalenić J, Marqué C, Fallows R A, et al. ApJL, 2020, 897: L15
[33] 冯士伟，赵飞. 中国科学：技术科学，2021，51(1): 35
[34] Sturrock P A. Nature, 1961, 192: 58
[35] Tidman D A, Birmingham T J, Stainer H M. ApJ, 1966, 146: 207
[36] Zheleznyakov V V. SOVAST, 1965, 9: 191
[37] McLean D J. PASA, 1967, 1: 47
[38] Treumann R A, Labelle J. ApJL, 1992, 399: L167
[39] Wild J P, Smerd S F. A&RAA, 1972, 10: 159
[40] Cairns I H. JGR, 1994, 99: 505
[41] Cairns I H. The Sun, the Solar Wind, and the Heliosphere, Miralles M P, Sánchez Almeida J, eds. Berlin: Springer, 2011, 4: 267
[42] Smerd S F, Sheridan K V, Stewart R T. Coronal Disturbances: Proceedings from IAU, Newkirk G A, ed. Boston: Reidel, 1974: 389
[43] Vršnak B, Aurass H, Magdalenić J, et al. A&A, 2001, 377: 321
[44] Vršnak B, Magdalenić J, Aurass H, et al. A&A, 2002, 396: 673
[45] Vršnak B, Magdalenić J, Zlobec P. A&A, 2004, 413: 753
[46] Ma S, Raymond J C, Golub L, et al. ApJ, 2011, 738: 160
[47] Vasanth V, Umapathy S, Vršnak B, et al. Solar Physics, 2014, 289: 251
[48] Chrysaphi N, Kontar E P, Holma G D, et al. ApJ, 2018, 868: 79
[49] Chen B, Shen C, Reeves K K, et al. ApJ, 2019, 884: 63
[50] Zimovets I, Vilmer N, Chian A C L, et al. A&A, 2012, 547: A6
[51] Du G, Kong X, Chen Y, et al. ApJ, 2015, 812: 52
[52] Robinson R D, Sheridan K V. PASA, 1982, 4: 392
[53] Zimovets I V, Sadykov V M. ASR, 2015, 56: 2811
[54] Maxwell A, Dryer M. Nature, 1982, 300: 237
[55] Gergely T E, Kundu M R, Wu S T, et al. ASR, 1984, 4: 283
[56] Claßen H T, Aurass H. A&A, 2002, 384: 1098
[57] Shanmugaraju A, Moon Y J, Dryer M, et al. Solar Physics, 2003, 217: 301
[58] Shanmugaraju A, Moon Y J, Cho K S, et al. Solar Physics, 2005, 232: 87
[59] Roberts J A. Australian Journal of Physics, 1959, 12: 327
[60] Cairns I H, Melrose D B. JGR, 1985, 90: 6637
[61] Miteva R, Mann G. A&A, 2007, 474: 617
[62] Cane H V, White S M. Solar Physics, 1989, 120: 137
[63] Cairns I H, Robinson R D. Solar Physics, 1987, 111: 365
[64] Carley E P, Long D M, Byrne J P, et al. Nature Physics, 2013, 9: 811
[65] Morosan D E, Carley E P, Hayes L A, et al. Nature Astronomy, 2019, 3: 452
[66] Gopalswamy N, Yashiro S, Kaiser M L, et al. ApJL, 2001, 548: L91
[67] Mancuso S, Abbo L. A&A, 2004, 415: L17
[68] Feng S W, Chen Y, Kong X L, et al. ApJ, 2013, 767: 29
[69] Mäkelä P, Gopalswamy N, Reiner M J, et al. ApJ, 2016, 827: 141
[70] Kong X L, Chen Y, Li G, et al. ApJ, 2012, 750: 158
[71] Gao G, Wang M, Wu N, et al. Solar Physics, 2016, 291: 3369
[72] Pohjolainen S, Pomoell J, Vainio R. A&A, 2008, 490: 357
[73] Al-Hamadani F, Pohjolainen S, Valtonen E. Solar Physics, 2017, 292: 127
[74] Wu C S. JGR, 1984, 89: 8857

[75] Guo F, Giacalone J. ApJ, 2010, 715: 406
[76] Fu Q, Qin Z, Ji H, et al. Solar Physics, 1995, 160: 97
[77] Yan Y, Zhang J, Wang W, et al. Earth Moon and Planets, 2009, 104: 97
[78] Gao G, Wang M, Dong L, et al. New Astronomy, 2014, 30: 68
[79] Feng S W, Chen Y, Li C Y, et al. Solar Physics, 2018, 293: 39

# Recent Observational Studies on the Fine Structures of Solar Type II Radio Bursts

FENG Shi-wei,　LV Mao-shui

*(Institute of Space Sciences, Shandong Key Laboratory of Optical Astronomy and Solar-Terrestrial Environment, School of Space Science and Physics, Shandong University, Weihai 264209, China)*



**Abstract:** In the solar radio dynamic spectrum, type II radio bursts appear as narrow-band features drifting slowly from higher to lower frequency. These signals are due to plasma radiation excited by energetic electrons. For fundamental plasma radiation, the emission is close to the local plasma frequency. Type II bursts provide important insights in the studies of shock waves driven by solar eruptions, shock-accelerated energetic electrons and space weather forecasting. In addition, type II radio bursts have a variety of fine structures in the dynamic spectrum. According to their spectrotemporal features, they can be roughly categorized into type II radio bursts with band-splitting, multi-branch, herringbone, and sudden-spectral change structures. These fine structures can be used to diagnose coronal parameters such as electron density and magnetic field strength, to determine the speed and configuration of the associated shock waves, and to further understand the solar eruption processes. However, there are still many unresolved problems in the cause of these fine structures, which require further research. In particular, it is of great importance to use data with high angular resolution available from newly-built radio heliographs in China for research. This article reviews recent progresses on observational studies of the fine structures of type II radio bursts and outlines outstanding issues for future studies.

**Key words:** solar physics; solar electromagnetic emission; solar radio emission; solar coronal mass ejection shocks